

Поскольку множитель перед $M_{ij}^{\Gamma-L}(k)$ в правой части (10) не меньше единицы, то (как и в случае статических дипольных моментов (см. (8))) имеем соотношение

$$|M_{ij}(k)| \geq |M_{ij}^{\Gamma-L}(k)|. \quad (12)$$

Таким образом, можно сказать, что экситонные состояния кристалла с несколькими возбужденными молекулами характеризуются большими (по сравнению с $\Gamma-L$ приближением) значениями дипольных моментов (формулы (8) и (12)).

Как видно из (9) и (11), дипольные моменты M_{ij} переходов между компонентами давидовского расщепления выражаются¹ через $\Delta\mu_g^f$ — изменения (при переходе в возбужденное состояние) статических дипольных моментов молекул, образующих кристалл. По этой причине в данном приближении смешивание электрическим полем экситонных состояний, спектрально проявляющееся в расщеплении и выравнивании интенсивностей соответствующих полос, возможно наблюдать только в кристаллах с молекулами, изменяющими статический дипольный момент ($\Delta\mu^f \neq 0$) при переходе в возбужденное состояние.

В заключение можно сказать, что формулы (4)—(12) определяют, с одной стороны, дипольные моменты экситонных состояний и выражают правила комбинации дипольных молекул при агрегации последних в кристалл, а с другой — позволяют оценить в каждом конкретном случае, насколько существен учет более высоковозбужденных состояний кристалла.

Автор благодарит Л. М. Блинова за полезное обсуждение.

Литература

- [1] Агранович В. М. Теория экситонов. М.: Наука, 1968.
- [2] Давыдов А. С. Теория молекулярных экситонов. М.: Наука, 1968.
- [3] Дубинин Н. В. Опт. и спектр., 1977, в. 1, т. 43, с. 91; 1977, т. 43, в. 2, с. 368.
- [4] Дубинин Н. В. Опт. и спектр., 1978, т. 44, в. 2, с. 293.
- [5] Клеваник А. В. Опт. и спектр., 1979, т. 46, в. 4, с. 710.

Поступило в Редакцию 29 марта 1982 г.

УДК 537.531 : 535.3

Опт. и спектр., т. 56, в. 3, 1984

О РЕНТГЕНОВСКОЙ ФЛУОРЕСЦЕНЦИИ ОТРАЖАТЕЛЯ ПРИ ПОЛНОМ ВНЕШНЕМ ОТРАЖЕНИИ РЕНТГЕНОВСКИХ ЛУЧЕЙ

Смирнов Л. А.

Полное внешнее отражение рентгеновских лучей сопровождается, как показано в [1], рентгеновской флуоресценцией отражателя и комптоновским рассеянием первичного излучения. Интенсивность этих излучений зависит от угла скольжения первичного пучка, испытывая резкий подъем в области критического угла. В работе [1] автор ограничился изложением результатов эксперимента и не предложил какой-либо модели явления, позволяющей выполнить расчеты и исследовать его количественную сторону. В данной работе предлагается такая модель и приводятся результаты выполненных на ее основе расчетов.

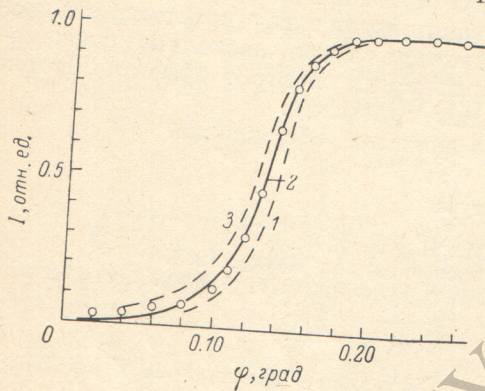
¹ Этот факт не был принят во внимание в публикации [5], в которой, в частности, содержится ошибочное утверждение о якобы неучтенном в [4] смешивании полем компонент давидовского расщепления. На самом же деле после подстановки в (8.1) [5] выражения для M_{12} димера [3, 4] получается формула (2) из [4]. Рис. Б в [5] не точен, так как в рамках рассматриваемого в [3] приближения у димера, состоящего из бездипольных молекул, вообще не должно быть эффекта Штарка [4]. Отдельные правильные результаты, содержащиеся в [5] (формулы (7.1) и (7.2)), получены в более ранних работах [3, 4].

Допустим, что поверхность отражателя имеет неровности, не превосходящие по высоте нескольких сотен ангстрем, с крутыми склонами, наклон которых много больше критического угла φ_0 . Будем называть эти неровности шероховатостью [2]. Можно показать, что при выполнении определенных условий [3], влияние шероховатости на полное внешнее отражение можно описать переходным слоем с усредненной плотностью $\bar{\rho}(z)$, которая плавно возрастает от нуля на границе с вакуумом до максимального значения ρ_0 на границе со сплошным отражателем. В этом случае отражение и сопровождающие его явления могут быть исследованы с помощью уравнения, описывающего распространение электромагнитных волн в неоднородной среде [4],

$$\nabla^2 \mathbf{E} + \frac{\omega^2}{c^2} \varepsilon \mathbf{E} + \nabla \left(\frac{1}{\varepsilon} (\nabla \varepsilon \mathbf{E}) \right) = 0, \quad (1)$$

где ε — комплексная диэлектрическая постоянная среды, являющаяся функцией координат.

В наших условиях уравнение (1) можно упростить. Во-первых, в силу малости угла скольжения φ между первичным пучком и отражающей поверхностью можно не рассматривать по отдельности s и p составляющие вектора \mathbf{E} , что позволяет придать уравнению (1) скалярный характер. Во-вторых, можно



Зависимость интенсивности флуоресценции Ge, напыленного на стеклянную подложку, от угла скольжения первичного пучка φ . Длина волны первичного излучения — 0.71 Å. Плотность пленки принята равной 85% от плотности сплошного Ge. Полуширина инструментальной кривой w в формуле (5) — 0.03. Точки — экспериментальные данные из [1]. 1—3 — расчетные кривые для σ_2 равного соответственно 0, 100 и 200 Å. Кривая 2 обеспечивает наилучшее совпадение расчетных и экспериментальных данных.

ограничиться рассмотрением значений $\mathbf{E}(\mathbf{r})$ только на оси z (для того чтобы подчеркнуть это обстоятельство, обозначим эти значения символом $F(z, \varphi)$). При этих условиях уравнение (1) можно привести к виду

$$F''_{zz}(z, \varphi) + \frac{4\pi^2}{\lambda^2} (\varphi^2 - \varepsilon u(z)) F(z, \varphi) = 0, \quad (2)$$

где $u(z)$ равно нулю в вакууме, равно $\bar{\rho}(z)/\rho_0$ в переходном слое и равно единице в сплошном отражателе.

Решение уравнения (2) в сплошном отражателе представляет собой волну, идущую в глубь, в то время как в переходном слое при углах φ , меньших критического угла φ_0 , существует также отраженная волна, идущая наружу в вакуум. Сложение этих двух волн образует стоячую волну. Генерация флуоресценции на глубине z пропорциональна квадрату модуля стоячей волны $|F|^2$ и плотности переходного слоя $\bar{\rho}(z)$. Полная интенсивность флуоресценции пропорциональна интегралу

$$I_\phi(\varphi) = \int_{-\infty}^{+\infty} |F(z, \varphi)|^2 \bar{\rho}(z) dz. \quad (3)$$

Угловая зависимость интенсивности комптоновского рассеяния $I_\kappa(\varphi)$ отличается от $I_\phi(\varphi)$ только постоянным множителем, поэтому одновременная регистрация комптоновского и флуоресцентного излучений не приведет к искажению формы $I_\kappa(\varphi)$ и $I_\phi(\varphi)$.

По описанной выше схеме был проведен расчет зависимости $I_\phi(\varphi)$ в соответствии с условиями эксперимента, выполненного в [1]. Решение уравнения (2)

и вычисление интеграла (3) находились методами численного интегрирования. Плотность переходного слоя $\bar{\rho}(x)$ полагалась равной

$$\bar{\rho}(x) = \frac{\rho_0}{\sqrt{2\pi\sigma}} \int_x^{+\infty} e^{-\frac{t^2}{2\sigma^2}} dt, \quad (4)$$

где σ — среднеквадратичное отклонение поверхности от средней плоскости. Толщина слоя ограничивалась пределами ($-3\sigma < z < 3\sigma$).

Для того чтобы учесть влияние разрешающей способности прибора, расчетная кривая размывалась с помощью свертки [5]

$$I(\varphi) = \int I_{\phi}(x) g(\varphi - x) dx. \quad (5)$$

Функция $g(\varphi - x)$, описывающая эффект инструментального расширения, была выбрана нами в виде

$$g(\varphi - x) = \frac{1}{1 + 4 \left(\frac{\varphi - x}{W} \right)^2}, \quad (6)$$

где w — ширина «инструментальной кривой» на половине высоты в градусах, а x — переменная интегрирования.

Подбором значений σ , ρ_0 и w можно получить хорошее согласие расчетных и экспериментальных данных, как это видно на рисунке. По нашему мнению, это согласие говорит лишь о правильности выбранной нами модели явления, но на точность полученных значений σ и ρ_0 нельзя полагаться по следующей причине. Во-первых, вид расчетной кривой сильно зависит от функции $g(\varphi - x)$, о которой в [1] нет никаких сведений. Мы выбрали ее в форме (6) лишь потому, что эта функция часто используется для учета инструментального расширения [5]. Во-вторых, необходима большая точность в отсчете углов. Заниженное значение плотности пленки, полученное нами (0.85 от плотности сплошного Ge), можно объяснить, например, ошибкой в измерении углов на сорок угловых секунд. Так как оценка ошибки такого рода в [1] не приводится, то полученное значение ρ_0 нельзя считать достоверным.

Мы полагаем поэтому, что флуоресценция отражателя при полном внешнем отражении может быть использована для оценки σ в том случае, если точно известны плотность отражателя, кривая инструментального расширения $g(\varphi - x)$ и обеспечена достаточная точность измерения углов отбора излучения.

Литература

- [1] У о н е д а У. Phys. Lett. A, 1980, v. 76, N 2, p. 152.
- [2] Технология тонких пленок (справочник)/Под ред. Л. Майссела и Р. Глэнга, пер. с англ. М.: Сов. радио, 1977, т. 1, с. 509.
- [3] С м и р н о в Л. А. Опт. и спектр., 1977, т. 46, в. 3, с. 593.
- [4] Б р е х о в е к и х Л. М. Волны в слоистых средах. М.: Наука, 1973.
- [5] К и т а й г о р о д с к и й А. И. Рентгеноструктурный анализ мелкокристаллических и аморфных тел. М.—Л.: ГИТТЛ, 1952, с. 140.

Поступило в Редакцию 4 июня 1982 г.

УДК 535.317.1

Опт. и спектр., т. 56, в. 3, 1984

ВОССТАНОВЛЕНИЕ БЕЗАБЕРРАЦИОННОГО ФРОНТА ГОЛОГРАММОЙ

Михайлов И. А.

В ряде задач, таких как интерферометрические исследования, контроль качества оптических деталей и др., необходимо сформировать безабберационный световой фронт. Применяемая для этой цели сложная дорогостоящая оптика может быть с успехом заменена голографическими оптическими элемен-